

SÉRIE A, N° 308.

N° D'ORDRE

965.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. L. DÉCOMBE.

1^{re} THÈSE. — RÉSONANCE MULTIPLE DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 23 juin 1898, devant la Commission d'Examen.

MM. LIPPMANN, *Président*.

HAUTEFEUILLE, } *Examineurs.*
POINCARÉ, }

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1898

SÉRIE A, N° 308.

N° D'ORDRE
963.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE-GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR

M. L. DÉCOMBE.

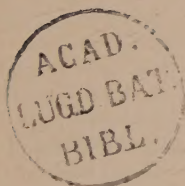
1^{re} THÈSE. — RÉSONANCE MULTIPLE DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 23 juin 1898, devant la Commission d'Examen.

MM. LIPPMANN, *Président*.

HAUTEFEUILLE, } *Examineurs*.
POINCARÉ, }



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES
DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1898

UNIVERSITÉ DE PARIS.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	DARBOUX, Professeur....	Géométrie supér.
Professeur honoraire.....	HERMITE.	
	DE LACAZE-DUTHIERS..	Zoologie, Anatomie Physiol. comparée.
	TROOST.....	Chimie.
	FRIEDEL.....	Chimie organique.
	LIPPMANN.....	Physique.
	HAUTEFEUILLE.....	Minéralogie.
	BOUTY.....	Physique.
	APPELL.....	Mécanique rationn.
	DUCLAUX.....	Chimie biologique.
	BOUSSINESQ.....	Calcul des probabi- lités, Physique ma- thématique.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre supér.
Professeurs.....	POINCARÉ.....	Astronomie mathé- matique et Méca- nique céleste.
	YVES DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
	BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	DITTE.....	Chimie.
	MUNIER-CHALMAS.....	Géologie.
	GIARD.....	Zoologie, Évolution des êtres organisés.
	WOLF.....	Astronomie phys.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	VÉLAIN.....	Géographie phys.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CHATIN.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comparée.
Professeurs adjoints.....	PELLAT.....	Physique.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astro- nomie.
Secrétaire.....	FOUSSEREAU.	

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

23945

Quai des Grands-Augustins, 55.

A

MONSIEUR LIPPMANN,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

Homage de respectueuse admiration.

A LA MÉMOIRE

DE

MON GRAND-PÈRE.

PREMIÈRE THÈSE.

RÉSONANCE MULTIPLE

DES

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

INTRODUCTION.

En 1845, Faraday annonçait au monde savant qu'un champ magnétique puissant avait la propriété inattendue de dévier le plan de polarisation de la lumière.

Ce phénomène capital ouvrait une voie nouvelle à la Science; on commença à entrevoir la possibilité de relations plus étendues entre la lumière et l'électricité. Bientôt, en effet, les déterminations successives du nombre ν de Maxwell par Weber et Kohlrausch, Maxwell, Sir William Thomson, en donnant pour cette quantité une valeur voisine de la vitesse de la lumière, confirmaient ces prévisions. Maxwell donna la signification théorique de cette coïncidence en montrant qu'on en pouvait déduire l'égalité de la vitesse de propagation de la lumière et de l'onde électromagnétique. De là à supposer qu'un seul et même milieu propageait les deux sortes de phénomènes il n'y avait qu'un pas; et, comme on avait été conduit, en Optique, à admettre l'existence d'un fluide particulier, l'éther, servant de véhicule aux ondes lumineuses, on

D. 1

supposa que ce même fluide jouait un rôle semblable en Électricité.

Maxwell alla plus loin ; il montra que, moyennant certaines hypothèses, la lumière pouvait être considérée comme un phénomène électromagnétique ; il créa ainsi une branche nouvelle de la Science, La *Théorie électromagnétique de la Lumière*, à laquelle il manquait cependant encore le témoignage décisif de l'expérience.

Cette vérification nécessaire a été rendue possible par la découverte, faite par Hertz en 1887, d'oscillations électriques de période extrêmement courte avec lesquelles on put réaliser une série de phénomènes tout à fait comparables à ceux de la lumière : réflexion, réfraction, polarisation, interférences, etc. et justifier, sinon dans le détail, du moins dans ses grandes lignes, l'œuvre théorique de Maxwell.

L'appareil qui produit les oscillations électriques a reçu le nom d'*oscillateur* ou d'*excitateur* ; il se rapproche toujours plus ou moins de l'un des trois types suivants : l'excitateur rectiligne de Hertz, l'excitateur sphérique de Lodge, l'excitateur fermé de M. Blondlot.

La première question et la plus naturelle qui se pose au sujet de ces appareils est la suivante :

Un excitateur donné n'émet-il qu'une seule espèce de radiations, ce qui est le cas, en Optique, d'une source de lumière monochromatique, ou bien produit-il, au contraire, un spectre continu de radiations comme le fait une source de lumière blanche?

L'expérience seule peut résoudre la question.

C'est à sa solution que je me suis attaché dans le présent travail.

HISTORIQUE.

I. — LA RÉSONANCE MULTIPLE. INTERPRÉTATION DE MM. SARASIN ET DE LA RIVE.

L'excitateur électrique est essentiellement formé de deux conducteurs symétriques, chargés à des potentiels égaux et de signes contraires, entre lesquels une étincelle éclate toutes les fois que le potentiel dépasse une certaine valeur.

La théorie de Thomson, relative à la décharge d'un condensateur à travers un fil métallique, indique pour cette décharge deux formes possibles : la forme continue et la forme oscillatoire. Cette dernière a lieu toutes les fois que la capacité C du condensateur, la résistance R et la self-induction L du fil de décharge satisfont à la condition

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}};$$

la période de l'oscillation est alors, en supposant R très petit,

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

L'excitateur électrique est un véritable condensateur dont la décharge s'effectue à travers l'étincelle explosive. On a donc été conduit à le considérer comme un appareil possédant une période propre, bien déterminée, calculable par la formule précédente.

L'exploration du champ électromagnétique créé par l'excitateur se fait au moyen d'un appareil appelé *résonateur*, qui consiste généralement en un fil métallique recourbé en forme de cercle ou de rectangle et dont les extrémités se terminent par un micromètre à pointes ou à boules. Lorsque cet appareil est disposé dans le voisinage

d'un excitateur en activité, un flux d'étincelles jaillit aussitôt entre les pointes du micromètre.

A l'aide de cet instrument, Hertz a mis en évidence les ondes stationnaires qui se produisent, *dans l'air*, par la réflexion normale sur une plaque métallique d'une onde incidente issue de l'excitateur, et, *le long d'un fil*, par interférence de l'onde directe qui s'y propage avec l'onde de retour due à la réflexion de l'onde directe à l'extrémité du fil.

En général, dans ces expériences, le résonateur entre en activité sous l'action simultanée de la force électrique et de la force magnétique. En le disposant convenablement on peut éliminer l'une ou l'autre de ces actions. Hertz reconnut ainsi que les nœuds de la force électrique coïncident, comme on devait s'y attendre, avec les ventres de la force magnétique, et réciproquement.

L'illustre physicien remarqua aussi que, l'excitateur étant donné, il n'est pas indifférent d'employer tel ou tel résonateur; il y en a toujours un pour lequel les maxima et minima des ondes stationnaires sont mieux marqués que pour tout autre.

En répétant les expériences de Hertz, MM. Sarasin et de la Rive observèrent, en outre, que, dans ces phénomènes d'ondes stationnaires, la valeur de l'internœud est variable avec le résonateur employé et ne paraît dépendre en aucune façon de l'excitateur. Ce fait, auquel ils donnèrent le nom de *Résonance multiple*, les conduisit à supposer que la radiation émise par l'excitateur n'est pas simple, mais constitue en réalité un spectre continu d'oscillations dans lequel le résonateur vibre à l'unisson de celle qui lui est propre ⁽¹⁾.

Le même fait fut observé peu de temps après ⁽²⁾ par

(1) SARASIN et DE LA RIVE, *Arch. des Sciences phys. et nat. de Genève*, t. XXIII, p. 113; 1890.

(2) *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 433; 1890.

M. Waitz et depuis par un grand nombre de physiciens parmi lesquels M. Blondlot, qui l'a utilisé pour la mesure de la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique le long des fils métalliques ⁽¹⁾.

L'explication de MM. Sarasin et de la Rive peut sembler tout d'abord facilement acceptable. En réalité, il n'en est pas ainsi.

En effet, si l'excitateur émet une série de radiations formant une échelle continue, la théorie de Thomson ne lui est plus applicable, puisque celle-ci conclut à l'existence d'une seule radiation, et alors on ne voit plus par quel mécanisme les oscillations prennent naissance dans l'excitateur.

M. Poincaré a proposé, en 1891, une autre explication de la résonance multiple, qui a l'avantage sur la précédente de maintenir la théorie de Thomson et, par suite, la seule explication actuellement possible du phénomène oscillatoire.

Avant d'entrer dans le détail de cette théorie, je voudrais citer quelques expériences, postérieures à celles de MM. Sarasin et de la Rive et qui semblent confirmer leur manière de voir.

Expériences de M. Garbasso ⁽²⁾.

L'explication des physiciens genevois suppose :

1° Que l'excitateur émet une vibration complexe.

2° Qu'un résonateur donné possède une période propre et ne peut entrer en activité que sous l'action de la radiation excitatrice correspondante.

S'il en est ainsi, un résonateur quelconque ne doit jamais pouvoir absorber toute l'énergie émise par l'exci-

⁽¹⁾ *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CXIII, p. 628; 1891.

⁽²⁾ *Journal de Physique*, 3^e série, t. II, p. 259.

tateur, mais seulement la partie de cette énergie due à la radiation qui lui correspond.

M. Garbasso croit avoir démontré qu'il en est bien ainsi. Il dispose au-devant de l'excitateur une série de neuf résonateurs identiques ρ et constate que l'activité d'un résonateur semblable A placé au delà est très notablement diminuée par la présence des résonateurs ρ (en activité, bien entendu), tandis qu'il n'en est rien pour un résonateur rectiligne B de période beaucoup plus petite.

La netteté de cette dernière expérience laisse beaucoup à désirer; l'auteur lui-même nous apprend que les étincelles du résonateur B sont toujours très petites, « *si petites qu'on ne les observe bien qu'à la loupe et dans une demi-obscurité* ». Il n'a pu réussir à déterminer expérimentalement la longueur d'onde de cet appareil.

Dans une autre série d'expériences, où il employait des réseaux de fils métalliques comme appareils absorbants, M. Garbasso a pu supprimer les étincelles de A par l'interposition d'un certain réseau R_1 , tandis qu'un second réseau R_2 , différent du premier, ne les altérait pas.

Ce résultat s'explique simplement sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir la complexité de la radiation excitatrice.

Le réseau R_2 était en tout semblable à R_1 , à cela près que le diamètre de ses disques terminaux était trois fois moindre. La force électromotrice induite dans l'un et l'autre étant évidemment la même, la quantité d'électricité en mouvement dans R_2 était neuf fois plus faible que dans R_1 . Celui-ci absorbait donc, sous forme de chaleur de Joule, neuf fois plus d'énergie que celui-là. Il n'y a donc rien d'étonnant que R_1 ait pu arrêter des oscillations que R_2 ne paraissait pas affaiblir.

Du reste, lorsqu'il voulut faire agir les deux réseaux sur le résonateur B, M. Garbasso constata que les étincelles

de ce résonateur étaient supprimées aussi bien par R_2 que par R_1 , « *ce qui tient certainement à la très grande faiblesse des étincelles de B* ».

Une critique sérieuse doit donc considérer au moins comme douteux les résultats donnés par M. Garbasso. D'ailleurs, il n'est pas nécessaire de se servir longtemps de résonateurs rectilignes pour constater que ces appareils sont capricieux et d'infiniment peu de netteté.

Expériences de MM. Garbasso et Aschkinass ⁽¹⁾.

Les auteurs de ce travail ont cherché à montrer que la déviation des rayons de force électrique à travers un prisme convenable est variable avec le résonateur qui reçoit l'onde réfractée.

Leur prisme est composé de six lames verticales de verre juxtaposées, entre lesquelles sont fixées des séries de résonateurs, genre Righi, afin d'établir pour les radiations électriques, conformément à la théorie de la dispersion de Helmholtz, des conditions analogues à celles que les prismes ordinaires offrent aux radiations lumineuses.

La direction du faisceau réfracté est déterminée en cherchant la position limite pour laquelle l'extinction au résonateur est complète sur le bord droit et sur le bord gauche du faisceau. Cette direction ayant été trouvée variable avec le résonateur employé, les auteurs en concluent que la radiation incidente est complexe, puisque la déviation paraît fonction de la longueur d'onde.

Cependant il n'est pas absolument prouvé que cette variation de la déviation ne puisse être attribuée à autre chose qu'à une variation de longueur d'onde. Les conditions de l'expérience sont assez complexes et singulières pour qu'il n'y ait pas lieu de considérer comme défini-

(1) *Ann. Wied.*, t. LIII, p. 534; 1894.

tive l'interprétation donnée par les auteurs du phénomène qu'ils ont observé.

Expériences de M. Zehnder ⁽¹⁾.

Ce physicien construit un réseau de diffraction sur lequel il fait tomber un faisceau parallèle de radiations excitatrices. Il mesure la déviation produite par le réseau et observe qu'elle varie avec les dimensions du résonateur qui sert de récepteur à l'onde diffractée. Cette variation ne peut être constatée que dans de faibles limites, en dehors desquelles le résonateur ne fonctionne plus que faiblement et sans netteté. Il semble qu'on doive conclure de là que l'onde incidente est complexe. Il n'en est rien. L'auteur lui-même ne tire pas cette conclusion et rattache l'explication de ce fait à une théorie particulière qu'il appelle : *Hypothèse de la décharge partielle* ⁽²⁾.

II. — THÉORIE DE M. POINCARÉ.

M. Poincaré fait les deux hypothèses suivantes ⁽³⁾ :

1° L'excitateur et le résonateur possèdent chacun une période propre, bien déterminée.

2° Les oscillations de l'excitateur s'amortissent beaucoup plus rapidement que celles du résonateur.

Soient T et δ la période et le décrément logarithmique de l'excitateur, T' et δ' les mêmes quantités relatives au résonateur. Nous poserons :

$$\alpha = \frac{2\pi}{T}, \quad \delta = \alpha T, \quad b = \frac{2\pi}{T'}, \quad \delta' = \beta T'.$$

L'équation qui, dans la théorie de Thomson, donne, à

⁽¹⁾ *Ann. Wied.*, t. LIII, p. 162; 1894.

⁽²⁾ *Ann. Wied.*, t. LII, p. 46; 1894.

⁽³⁾ *Archives des Sc. phys. et nat.*, t. XXV, p. 609; 1891.

chaque instant, la valeur Q de la quantité d'électricité en mouvement, est la suivante :

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{CL} = 0.$$

La condition d'oscillation pour la décharge

$$\frac{R^2}{L^2} - \frac{4}{CL} < 0$$

permet de poser

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{CL} = b^2 + \beta^2$$

et d'écrire l'équation précédente sous la forme :

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + (b^2 + \beta^2)Q = 0.$$

C'est l'équation différentielle d'un mouvement pendulaire simple amorti dont la période τ est égale à $\frac{2\pi}{b}$ et le décrement logarithmique à $\beta\tau$.

Le potentiel $V = \frac{Q}{C}$ satisfait à la même relation, la capacité étant supposée constante.

Appliquons cette remarque au résonateur en supposant, pour un instant, que la cause excitatrice disparaisse très rapidement après avoir écarté l'électricité de sa position d'équilibre; elle y reviendra en suivant la loi précédente et nous aurons, en désignant par φ la différence de potentiel aux boules du micromètre du résonateur :

$$(1) \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\varphi = 0.$$

Mais si la cause excitatrice, qui est elle-même une fonction périodique amortie de la forme $Ke^{-\alpha t} \cos at$, ne disparaît pas dans un temps très court par rapport à la durée d'une vibration du résonateur, celle-ci est altérée

et il faut, par analogie avec le problème de Mécanique correspondant, compléter la relation (1) en écrivant au second membre l'expression de la force perturbatrice. Dans ce cas plus général l'équation du problème doit donc ainsi s'écrire :

$$(2) \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\varphi = K e^{-\alpha t} \cos at.$$

Son intégrale générale est de la forme

$$(3) \quad \varphi = A e^{-\alpha t} \cos(at + \alpha') + B e^{-\beta t} \cos(bt + b').$$

Le résonateur est donc le siège d'un mouvement qui peut être considéré comme la superposition de deux vibrations pendulaires simples amorties; la première, que M. Bjerknes appelle *oscillation contrainte*, a pour période et pour décrement la période $T = \frac{2\pi}{a}$ et le décrement $\delta = \alpha T$ de l'excitateur; la deuxième est appelée par le même auteur *oscillation libre*; sa période et son décrement sont ceux du résonateur lui-même.

Si, comme le suppose M. Poincaré, les oscillations de l'excitateur s'amortissent beaucoup plus rapidement que celles du résonateur, δ est considérable par rapport à δ' et l'oscillation contrainte s'éteint rapidement tandis que l'autre subsiste longtemps après; sauf, au début, un trouble de très courte durée, le résonateur vibre donc avec sa période propre; on comprend donc pourquoi les phénomènes d'interférences, observés au micromètre de cet appareil, mettent en évidence une longueur d'onde qui dépend des dimensions du résonateur.

Remarquons aussi que, si les deux appareils sont à l'unisson, c'est-à-dire si $T = T'$, la vibration contrainte, au lieu d'apporter un trouble initial à la vibration propre du résonateur, la renforce; le phénomène doit alors présenter un maximum de netteté; cette conclusion est bien

conforme au fait expérimental que nous avons rappelé tout à l'heure : l'excitateur étant donné, il y a toujours un résonateur pour lequel les ondes stationnaires sont mieux marquées que pour tout autre.

Ainsi les hypothèses de M. Poincaré permettent d'expliquer toutes les particularités de la résonance multiple.

Il reste à montrer qu'elles sont vérifiées par l'expérience. Nous rangerons en deux classes les nombreux travaux relatifs à cette question, suivant qu'ils se rapportent à l'une ou à l'autre des deux hypothèses.

Ajoutons que l'explication précédente fut proposée presque en même temps que M. Poincaré par M. Bjerknes ⁽¹⁾, dont nous aurons à rappeler tout à l'heure les importants travaux.

III. — EXPÉRIENCES QUI VÉRIFIENT L'HYPOTHÈSE D'UNE PÉRIODE UNIQUE.

Expériences de M Waitz ⁽²⁾.

En substituant à la méthode ordinaire d'observation une méthode un peu différente qu'il appelle *Méthode de la dérivation*, M. Waitz a pu obtenir une longueur d'onde constante, absolument indépendante des dimensions du résonateur.

Voici son dispositif.

En face de l'excitateur à plaques de Hertz on place un résonateur circulaire dont le plan est parallèle au plan vertical passant par l'axe de l'excitateur; on dispose l'interrupteur à étincelles au point le plus bas du cercle et l'on fait communiquer les boules du micromètre avec les extrémités de deux longs fils parallèles dont la direction commune est perpendiculaire au plan du résonateur.

⁽¹⁾ *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 92; 1891.

⁽²⁾ *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 435; 1890.

Dans ces conditions, si l'on déplace sur les fils parallèles un fil métallique jouant le rôle de pont conducteur, on observe au micromètre, pour la distance explosive, une série de maxima et de minima équidistants. La longueur des fils comprise entre deux maxima successifs mesure la longueur d'onde.

En employant une série de résonateurs circulaires dont les diamètres varient depuis 7^{cm} jusqu'à 100^{cm}, c'est-à-dire dans une étendue de presque quatre octaves, on obtient toujours la même valeur pour l'internœud. La résonance multiple a disparu. On se trouve en présence d'une oscillation unique, bien définie.

Expériences de M. Jones (1).

Cet auteur explore, au moyen d'une pince thermo-électrique mobile, un fil métallique de grande longueur dans lequel se propagent les oscillations.

Le dispositif est celui de Hertz. Vis-à-vis des plaques A et B de l'excitateur sont disposées deux plaques semblables A' et B' formant condensateurs avec les premières. Deux longs fils parallèles viennent se terminer au milieu des plaques A' et B'.

A l'autre extrémité de chacun de ces fils les oscillations se réfléchissent et interfèrent avec les ondes incidentes. L'intensité i du courant varie donc périodiquement le long du fil. Les déviations du galvanomètre inséré sur la pince sont évidemment proportionnelles à

$$\int i^2 dt,$$

c'est-à-dire périodiques elles-mêmes. C'est ce que l'expérience vérifie; la pince thermo-électrique met en évidence

(1) *Electrician*, t. XXVII, p. 250 et *Lumière électrique*, t. XLII, p. 190; 1891.

le long du fil une série de maxima et de minima équidistants.

Ainsi, en l'absence du résonateur, on observe une période unique, bien déterminée.

Expériences de M. Rubens ⁽¹⁾.

M. Rubens étudie l'état des fils dans lesquels les oscillations interfèrent par la méthode bolométrique ⁽²⁾.

Un petit manchon de verre peut glisser le long de l'un des fils de l'appareil; sur ce manchon est enroulé un fil conducteur f dont l'autre extrémité vient s'enrouler autour d'un manchon semblable placé le long du second fil, en regard du premier. Des oscillations sont induites dans f qui s'échauffe et dont la résistance varie. Or ce fil constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone préalablement équilibré; le jeu de l'excitateur a donc pour effet de dérégler cet appareil; on observe une déviation galvanométrique qui passe par une série de maxima et de minima équidistants lorsqu'on déplace simultanément les manchons d'un bout à l'autre des fils.

Cette méthode indique donc, comme les précédentes, la présence dans les fils d'une vibration unique.

Expériences de M. Bjercknes ⁽³⁾.

M. Bjercknes met en communication deux points correspondants des fils avec deux quadrants opposés d'un électromètre Thomson, dont l'autre paire de quadrants est enlevée. L'aiguille est isolée. La déviation électrométrique est proportionnelle à

$$\int V^2 dt,$$

⁽¹⁾ *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 154; 1891.

⁽²⁾ *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 529; 1889.

⁽³⁾ *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 513; 1891.

quantité qui doit être périodique d'un bout à l'autre des fils, ce que l'expérience confirme.

Ici encore on observe une seule radiation.

Expériences de M. Pérot (1).

M. Pérot s'est servi de l'excitateur de M. Blondlot et du procédé de ce physicien pour recueillir les ondes émanées de l'excitateur. Un fil métallique entoure complètement l'excitateur qui a une forme fermée; il en est isolé par une gaine de caoutchouc. Les deux extrémités de ce fil communiquent avec les extrémités des deux fils parallèles que l'on veut étudier et qui sont réunis à l'autre bout.

M. Pérot mesure la différence de potentiel maxima entre deux points correspondants des fils au moyen d'un micro-mètre à étincelles établi entre ces points.

La discussion de ces expériences se trouve au long dans l'Ouvrage de M. Poincaré (2), ce qui me dispense d'y insister plus longuement. La conclusion est semblable aux précédentes.

Ainsi, les méthodes les plus diverses, thermo-électrique, bolométrique, électrométrique, micrométrique, concordent pour établir l'existence le long des fils de propagation d'une oscillation unique, de période parfaitement déterminée.

IV. — EXPÉRIENCES QUI VÉRIFIENT L'HYPOTHÈSE
RELATIVE A L'AMORTISSEMENT.

Expériences de M. Bjercknes (3).

En même temps qu'il proposait de la résonance multiple l'explication déjà donnée un peu auparavant par M. Poin-

(1) *Comptes rendus*, t. CXIV, p. 165; 1892.

(2) *Électricité et Optique*. G. Carré, édit.; 1891.

(3) *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 74; 1891.

caré, M. Bjerknes vérifiait expérimentalement que les oscillations de l'excitateur s'amortissent beaucoup plus vite que celles du résonateur.

Sa méthode consiste à remplacer le micromètre du résonateur par une sorte d'électromètre dont une paire de quadrants aurait été ôtée.

Le résonateur était disposé dans le plan horizontal passant par l'axe de l'excitateur; toute influence électrostatique se trouvait ainsi écartée.

L'excitateur se composait d'une tige de cuivre de longueur variable, coupée en son milieu par un interrupteur à étincelles et portant perpendiculairement à ses extrémités deux disques de zinc de 40^{cm} de diamètre.

Le fil du résonateur était replié en carré; le côté de ce carré opposé à l'électromètre pouvait être remplacé à volonté par huit autres, non rectilignes, mais roulés en spirales et comportant un nombre progressivement croissant de spires. On réalisait ainsi neuf résonateurs de périodes diverses.

Par l'étude de la déviation électrométrique on pouvait, en faisant varier la longueur de la tige de l'excitateur, déterminer successivement le maximum de résonance pour chacun des neuf résonateurs précédents. On obtenait alors la longueur d'onde de chacun d'eux par des mesures le long de fils métalliques convenablement placés.

Maintenant ensuite invariable l'excitateur, on déterminait les déviations électrométriques correspondant à chacun des neuf résonateurs.

Les nombres obtenus permettent, par un calcul simple, de déterminer le décrement logarithmique de l'excitateur.

M. Bjerknes a obtenu ainsi comme valeur moyenne le nombre

$$\delta = 0,26.$$

Soit alors, comme précédemment,

$$x = B e^{-\beta t} \cos bt$$

la différence de potentiel aux extrémités du résonateur.

L'impulsion J à l'électromètre est proportionnelle à

$$\int_0^{\infty} \varphi^2 dt.$$

Posons

$$J = \int_0^{\infty} \varphi^2 dt.$$

Nous pouvons écrire

$$J = \int_0^{\infty} B^2 e^{-2\beta t} \cos^2 bt dt.$$

Cette intégrale peut se calculer de la manière suivante.

L'exponentielle $B^2 e^{-2\beta t}$ est sensiblement constante pendant la durée d'une oscillation.

L'intégrale pendant une période est donc

$$B^2 e^{-2\beta t} \int_t^{t+\frac{2\pi}{b}} \cos^2 bt dt$$

ou

$$\frac{\pi}{b} B^2 e^{-2\beta t}.$$

L'intégrale totale est, par suite, sensiblement égale à la suivante :

$$\int_0^{\infty} \frac{B^2}{2} e^{-2\beta t} dt = \frac{B^2}{4\beta}.$$

Ainsi

$$J = \frac{B^2}{4\beta}.$$

Soit p le nombre d'interruptions, par seconde, de la bobine d'induction. L'aiguille de l'électromètre reçoit dans le même temps p impulsions égales à J qui produisent une déviation électrométrique E .

Soit, d'un autre côté, E' la déviation due à une différence de potentiel constante V .

On a évidemment

$$\frac{\rho J}{V^2} = \frac{E}{E'}, \quad \text{d'où} \quad J = \frac{EV^2}{E'}.$$

Égalant cette quantité à la valeur de J précédemment trouvée et résolvant par rapport à β , on obtient

$$\beta = \frac{\rho E' B^2}{4 E V^2}.$$

M. Bjerknes trouve ainsi pour son résonateur

$$\delta' = \beta \frac{2\pi}{b} = 0,002,$$

valeur qui concorde exactement avec la valeur théorique du décrement du même résonateur calculée par M. Drude ⁽¹⁾. Cette quantité est entièrement négligeable devant 0,26 qui représente, comme nous l'avons vu, le décrement de l'excitateur. La deuxième hypothèse de M. Poincaré se trouve donc pleinement vérifiée ⁽²⁾.

Mes expériences.

En 1894, je proposai une méthode permettant une autre vérification de la même hypothèse ⁽²⁾.

Supposons que l'on puisse réaliser des conditions inverses des conditions habituelles, c'est-à-dire un résonateur considérablement amorti par rapport à l'excitateur; la formule (3) de la page 10 montre qu'au bout d'un temps très court l'oscillation libre est éteinte; le résonateur vibre alors de la vibration propre de l'excitateur.

⁽¹⁾ *Ann. Wied.*, t. LIII, p. 742; 1894.

⁽²⁾ Dans un autre Mémoire M. Bjerknes obtient, par une méthode qu'il considère comme plus rigoureuse, 0,034 pour limite inférieure du décrement de ses résonateurs (*Ann. Wied.*, t. LV, p. 121; 1895). Cette valeur est encore assez petite pour justifier suffisamment la deuxième hypothèse de M. Poincaré.

⁽³⁾ Rapport sur l'École pratique des Hautes Études; 1893-1894.

On doit donc, dans ce cas, obtenir une longueur d'onde constante pour un même excitateur et indépendante du résonateur.

Pour vérifier cette conclusion de la théorie deux choses sont à réaliser : l'augmentation du décrément du résonateur et la diminution de celui de l'excitateur. On peut augmenter le premier en donnant pour self-induction au résonateur un fil de grande résistance ; la théorie de Thomson donne, en effet, pour le décrément la valeur

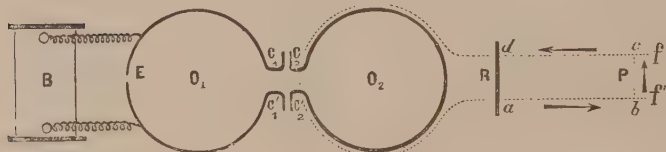
$$\pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Le décrément de l'excitateur est généralement considérable à cause de la résistance élevée de l'étincelle explosive ; dans le dispositif que j'ai employé cette étincelle est supprimée ; l'excitateur étant d'ailleurs constitué par une tige de laiton du diamètre de 7^{mm}, la résistance de cet appareil est faible et, par suite, son décrément.

Voici la disposition de l'expérience.

Un premier oscillateur O_1 est directement actionné par

Fig. 1.



la bobine d'induction B ; l'étincelle éclate en E, dans de l'huile de vaseline, entre deux sphères de laiton de 15^{mm} de diamètre dont on peut faire varier la distance au moyen d'un pas de vis. Un deuxième oscillateur O_2 , en tout semblable au premier, sauf qu'il ne présente pas de solution de continuité analogue à E, est mis en vibration par l'induction électrostatique que le premier exerce sur lui. Cette induction s'exerce par l'intermédiaire des petites

plaques métalliques C_1 et C'_1 jouant le rôle de capacités et séparées des plaques semblables C_2 et C'_2 par un diélectrique mince (une lame de verre).

La période d'un excitateur étant indépendante de la résistance de cet appareil, ainsi qu'il résulte de la formule de Thomson, $T = 2\pi\sqrt{LC}$, et que l'a d'ailleurs montré Feddersen ⁽¹⁾, les deux oscillateurs précédents émettent des vibrations de même période, condition nécessaire pour que les oscillations de O_2 ne soient pas troublées par celles de O_1 . Le diamètre de chaque oscillateur est de 50^{cm}. Les plaques C_1 , C_2 , C'_1 , C'_2 ont pour dimensions 4^{cm} sur 5^{cm}.

L'oscillateur O_2 agit sur un fil métallique très voisin dont il est seulement séparé par l'épaisseur d'un tube de caoutchouc; il y induit des oscillations qui se propagent dans les fils parallèles ff' . Ces fils se prolongent sur une longueur d'environ 15^m et ont 1^{mm} de diamètre.

Le résonateur R est placé perpendiculairement à la direction des fils parallèles. Il est muni d'un micromètre qui fonctionne par le moyen d'une vis différentielle dont les pas sont respectivement 1^{mm}, 25 et 1^{mm}; comme la tête de vis porte 180 divisions égales, chaque division correspond à $\frac{1}{720}$ de millimètre.

Au lieu de déplacer le résonateur le long des fils, on le laisse au repos et l'on fait mouvoir un pont mobile P placé sur ceux-ci; on détermine la distance explosive au micromètre pour une série de positions équidistantes du pont et l'on construit une courbe dont les abscisses sont proportionnelles aux chemins $abcd$ parcourus le long des fils et les ordonnées aux distances explosives correspondantes.

La distance de deux maxima consécutifs, mesurée à l'échelle de la courbe, donne ensuite la longueur d'onde cherchée.

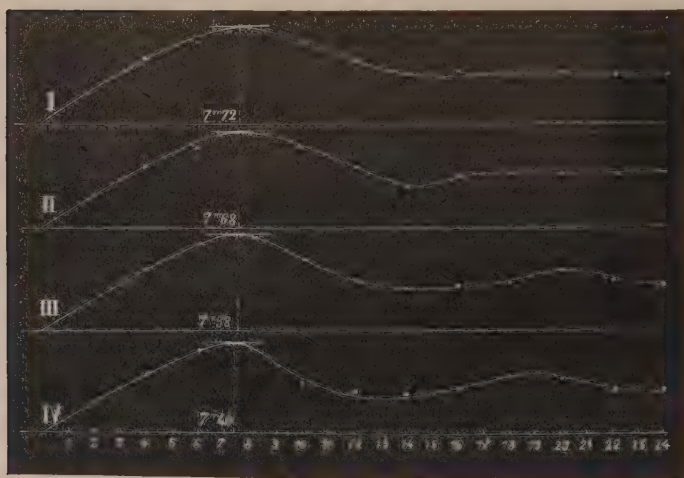
(1) FEDDERSEN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. LXIX, p. 178; 1863.

Les expériences ont été faites avec des résonateurs de même capacité, mais de self-induction différente. Celle-ci était constituée par un fil de fer du diamètre de $\frac{1}{10}$ de millimètre disposé en rectangle. Les dimensions de ce rectangle, pour chacun des quatre résonateurs employés, étaient les suivantes :

Résonateur.	Dimensions.	
	cm	cm
I.....	60	46
II.....	50	38,3
III ..	40	30,7
IV.....	30	23

La *fig. 2* reproduit les courbes correspondantes.

Fig. 2.



On peut se borner à considérer le premier ventre et à multiplier par 2 la distance qui le sépare de l'origine pour obtenir la longueur d'onde correspondante λ .

En se basant sur la longueur d'onde donnée par le premier résonateur on peut calculer celles que donneraient

les autres, si ces longueurs ne dépendaient que des dimensions des résonateurs. Ces longueurs λ' seraient entre elles comme les racines carrées des self-inductions, elles-mêmes sensiblement proportionnelles aux longueurs des rectangles correspondants. On peut ainsi dresser le Tableau suivant :

Résonateur.	λ .	λ' .
I.....	15,44	15,44
II.....	15,36	14,09
III.....	15,16	12,60
IV.....	14,80	10,91

On voit que λ peut être regardé comme sensiblement constant, c'est-à-dire que, dans les conditions des expériences, la longueur d'onde observée est à peu près indépendante du résonateur. Il reste cependant une légère influence de cet appareil qui se traduit par une diminution lente de la longueur d'onde; s'il était possible de mieux réaliser les conditions d'amortissement que l'on a cherché à remplir, on arriverait, sans doute, à la constance absolue de λ .

Expériences de M. Nils Strindberg ⁽¹⁾.

En même temps que je poursuivais les expériences précédentes, M. Nils Strindberg faisait un travail semblable dont il publiait les résultats dans les *Archives de Genève*. Ils sont conformes à ceux que je viens d'indiquer.

En 1896, il reprenait la question par une méthode un peu différente, basée sur l'électrodynamomètre hertzien légèrement modifié : deux fils d'argentan de 0^{mm},02 de diamètre et de 10^{cm} de longueur tendus parallèlement à 2^{mm} de distance se détendent par l'échauffement quand ils sont traversés par le courant oscillant du résonateur, et pro-

(¹) *Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. XXXII, p. 129; 1894.

duisent une déviation d'une légère aiguille qui est attachée transversalement aux fils. Ces déviations s'observent à l'aide d'un microscope et remplacent la lecture micrométrique habituelle.

En opérant avec des excitateurs et des résonateurs d'amortissements divers, l'auteur a pu réaliser les trois cas suivants ⁽¹⁾ :

1° La longueur d'onde est indépendante de l'excitateur, mais elle varie avec le résonateur. C'est le cas de MM. Sarasin et de la Rive; il correspond aux conditions habituelles d'amortissement.

2° La longueur d'onde dépend à la fois de l'excitateur et du résonateur. Ce résultat correspond au cas où les deux amortissements sont du même ordre de grandeur. Les deux oscillations contrainte et libre se superposent et donnent naissance à une oscillation composée.

3° La longueur d'onde est indépendante du résonateur. C'est le cas que j'ai réalisé dans mes expériences et qui correspond à l'inversion des conditions ordinaires d'amortissement.

La deuxième hypothèse de M. Poincaré se trouve ainsi vérifiée dans toutes ses conséquences.

V. — CRITIQUE DES EXPÉRIENCES PRÉCÉDENTES.

On peut élever une critique générale contre les expériences qui viennent d'être décrites et dans lesquelles on fait usage d'un fil de propagation.

En effet, si l'on observe dans le système des deux fils une oscillation de période et d'amortissement déterminés, il ne s'ensuit pas nécessairement que l'excitateur n'en émette pas d'autres. En somme, le système des deux fils, avec ou sans plaques terminales, constitue un véri-

(1) NILS STRINDBERG, *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 1403; 1896.

table résonateur ayant une période propre et ne vibrant peut-être que parce qu'il trouve dans le spectre émis par l'excitateur une radiation qui lui correspond.

Bien plus, la théorie permet de déterminer facilement la longueur d'onde propre du système des fils de propagation. S'il s'agit du dispositif de M. Jones, par exemple, l'extrémité de chacun des fils doit être un nœud pour le courant (et, par conséquent, un ventre pour le potentiel) puisque, arrivé là, le courant revient en arrière, tandis que chaque plaque terminale formant capacité est un ventre pour le courant (ou un nœud pour le potentiel), une grande quantité d'électricité devant affluer sur la plaque pour la charger et la décharger alternativement. La longueur de chacun des fils représente donc le quart de la longueur d'onde fondamentale du système.

Dans le dispositif de M. Blondlot, utilisé par M. Pérot, il doit y avoir, par raison de symétrie, un nœud au point où les deux fils se réunissent et au point le plus voisin de l'interrupteur à étincelles. La longueur totale du fil représente donc la longueur d'onde fondamentale du système.

Il était donc désirable de reprendre la question par une méthode absolument directe, dans laquelle n'interviendraient ni résonateurs, ni fils de propagation, ni aucun système étranger à l'excitateur, quel qu'il fût. La méthode qui m'a paru devoir être décisive à cet égard est celle qu'a employée Feddersen ⁽¹⁾ en 1863, et qui consiste à dissocier, par un miroir tournant rapidement, l'étincelle à travers laquelle a lieu la décharge oscillante.

La description de cette méthode et son application à la question de la résonance multiple feront l'objet des pages suivantes.

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, t. LXIX, p. 178; 1863.

L'EXCITATEUR.

I. — CONSIDÉRATIONS PRÉLIMINAIRES.

En dilatant par la rotation rapide d'un miroir concave l'image de l'étincelle explosive d'une bouteille de Leyde, Feddersen a réussi à mettre en évidence le caractère oscillatoire de la décharge.

Les bords de l'image dilatée présentaient des alternances lumineuses et obscures très nettes qui correspondaient aux oscillations du courant. Le phénomène pouvait être fixé sur une plaque sensible.

Il s'agit de répéter cette expérience pour la décharge de l'excitateur électrique ⁽¹⁾.

Supposons que cet appareil n'émette qu'une seule radiation, conformément à la théorie de Thomson, et essayons de déterminer les conditions favorables de l'expérience, c'est-à-dire celles qui, diminuant l'amortissement, augmentent le nombre d'oscillations de la décharge capables d'impressionner la plaque sensible.

L'amortissement provient de deux causes : la perte d'énergie à l'intérieur des conducteurs sous forme de chaleur de Joule et la perte d'énergie à l'extérieur par radiation du mouvement vibratoire.

L'énergie radiée sera beaucoup amoindrie si l'on donne à l'excitateur une forme fermée et symétrique.

En effet, la variation de la quantité d'énergie contenue dans un espace donné est égale, d'après le théorème de Poynting, à celle d'un fluide fictif dont la vitesse serait représentée en chaque point par un vecteur, le *vecteur radiant*, perpendiculaire au plan de la force électrique et

(1) Les oscillations étudiées par Feddersen avaient des périodes comprises entre $\frac{1}{20000}$ et $\frac{1}{400000}$ de seconde; les oscillations hertziennes sont au moins de l'ordre du millionième de seconde.

de la force magnétique et égal, dans le système électromagnétique, à l'aire du parallélogramme construit sur ces forces divisée par 4π .

Or la valeur de la force magnétique en un point de l'espace dépend évidemment de la manière dont se composent en ce point les forces magnétiques élémentaires dues à chacun des éléments de courant.

Si l'excitateur possède une forme fermée et symétrique, ces éléments peuvent être associés par groupes de deux dans lesquels, à chaque instant, le courant a la même valeur, mais un sens opposé; la force magnétique et, par suite, le vecteur radiant pourront être considérés comme sensiblement nuls en un point éloigné de l'excitateur ⁽¹⁾.

La quantité d'énergie rayonnée à travers une sphère de très grand rayon sera donc faible.

Pour ce qui est de la chaleur de Joule, reportons-nous à la théorie de Sir William Thomson.

Si R , L et C désignent la résistance, la self-induction et la capacité de l'excitateur, la condition d'oscillation pour la décharge s'exprime par l'inégalité

$$(1) \quad R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

L'intensité du courant a alors pour expression

$$(2) \quad i = \frac{\Delta T}{2\pi L} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin 2\pi \frac{t}{T};$$

Δ est la différence de potentiel des boules de l'excitateur au moment qui précède immédiatement celui où la décharge commence.

(¹) Cette conclusion n'est valable que si les dimensions de l'excitateur sont négligeables devant la demi-longueur d'onde, car, autrement, la distance des deux éléments considérés introduirait dans les forces élémentaires correspondantes une différence de phase qui ne permettrait plus à ces forces de s'annuler mutuellement.

Si l'on suppose que R soit négligeable devant $2\sqrt{\frac{L}{C}}$, ce qui est le cas ordinaire, la période T de l'oscillation est donnée par la formule simple :

$$(3) \quad T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Le décrément logarithmique δ a pour valeur $\frac{R}{2L}T$, ou, en remplaçant T ,

$$(4) \quad \delta = \pi R\sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Soit a la valeur de l'intensité à partir de laquelle les oscillations ne sont plus capables d'impressionner la plaque sensible.

Considérons les maxima successifs $i_0, i_1, i_2, \dots, i_n$, de i , qui ont lieu respectivement aux temps $T, \frac{5T}{4}, \dots, \frac{4n+1}{4}T$.

En posant

$$A = \frac{\Delta T}{2\pi L}$$

nous avons :

$$\begin{aligned} i_0 &= A e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{T}{4}}, \\ i_1 &= A e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{5T}{4}}, \\ &\dots\dots\dots \\ i_n &= A e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{4n+1}{4}T}. \end{aligned}$$

En écrivant $i_n = a$, nous déterminons le nombre n des oscillations retenues par la plaque.

Cela donne

$$(5) \quad n = \frac{2L}{RT} \log \frac{\Delta T}{2\pi aL} - \frac{1}{4}.$$

Remarquons, en passant, que, toutes choses égales d'ailleurs, n est d'autant plus grand que R est plus petit.

Pour obtenir une oscillation de période donnée T , il faut choisir le produit LC égal à $\frac{T^2}{4\pi^2}$ (formule 3). Mais cette condition peut être réalisée d'une infinité de manières, suivant la valeur qu'on adopte pour le rapport $\frac{C}{L}$.

La valeur favorable est celle qui rend n maximum.

Égalons à zéro la dérivée $\frac{\partial n}{\partial L}$.

On obtient

$$\frac{\partial n}{\partial L} = \frac{2}{RT} \left(\log \frac{\Delta T}{2\pi a L} - 1 \right) = 0,$$

ce qui donne

$$\log \frac{\Delta T}{2\pi a L} = 1$$

et

$$\frac{\Delta T}{2\pi a L} = e.$$

L'expression (5) se réduit alors à

$$(6) \quad n = \frac{2L}{RT} - \frac{1}{4}.$$

En remplaçant T par $2\pi\sqrt{LC}$ et $\frac{RT}{2L}$ par δ , la condition du maximum devient

$$(7) \quad \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{ea}{\Delta}$$

et le nombre d'oscillations correspondant

$$(8) \quad n = \frac{1}{\delta} - \frac{1}{4}.$$

Il y a donc une valeur du rapport $\frac{C}{L}$ pour laquelle le nombre d'oscillations visibles sur la plaque, après le développement, est le plus grand possible.

Malheureusement on ne peut utiliser la relation (7)

pour déterminer cette valeur favorable, car nous n'avons aucune idée de l'ordre de grandeur de a , c'est-à-dire de l'intensité du courant au-dessous de laquelle les oscillations ne peuvent plus affecter la plaque.

Remarquons que les considérations précédentes reposent sur la seule hypothèse que l'intensité lumineuse de l'étincelle varie, à chaque instant, dans le même sens que le courant qui la traverse, mais sans rien préjuger sur la loi numérique de cette dépendance.

Ce sera donc à l'expérience de fixer le dispositif pour lequel le rapport $\frac{C}{L}$ satisfait à la condition énoncée. Ce rapport est d'ailleurs indépendant de la période de l'oscillation.

En résumé, l'excitateur devra être fermé et symétrique et sa résistance aussi faible que possible; l'expérience indiquera le rapport qui doit exister entre sa capacité et sa self-induction.

II. — FONCTIONNEMENT.

Il importe que l'excitateur ait un jeu intense et régulier.

On réalise au mieux ces deux conditions en faisant éclater l'étincelle dans un diélectrique liquide.

Pour une distance explosive donnée, la différence de potentiel Δ qui produit la décharge est alors très supérieure à celle qui suffirait dans l'air. Or l'intensité du phénomène oscillatoire est proportionnelle à Δ (formule 2). Mais il y a plus.

Quand l'étincelle éclate dans l'air, la décharge n'est franchement oscillante que pour une certaine distance explosive, généralement faible (de quelques millimètres seulement).

Avec un diélectrique liquide, la distance explosive ne paraît pas influer sur la netteté du phénomène; on peut

donc produire la décharge avec des différences de potentiel extrêmement considérables en augmentant suffisamment la distance explosive.

Au point de vue de la régularité, le diélectrique liquide présente un autre avantage.

M. Swyngedaew a montré ⁽¹⁾ que la couche d'oxyde qui se forme très rapidement à la surface des boules quand l'étincelle éclate dans l'air, occasionne, dans le cas où la charge se fait par une bobine d'induction, des irrégularités considérables.

Si l'étincelle éclate dans un diélectrique liquide qui ne contient pas l'oxygène au nombre de ses éléments, cette cause de perturbation est alors évitée.

Au point de vue particulier de ce travail, le grand avantage du diélectrique liquide réside dans ce fait que toute l'énergie lumineuse d'une décharge qui, si elle avait lieu dans l'air, se produirait sous la forme d'une étincelle longue de 12^{cm} à 15^{cm}, se trouve condensée dans un espace de 2^{mm} ou 3^{mm}. L'étincelle explosive est alors très lumineuse.

Dans l'obscurité elle est presque éblouissante.

Ajoutons enfin qu'il n'est presque jamais nécessaire de nettoyer les surfaces entre lesquelles se produit la décharge, et cela s'explique facilement, puisqu'elles ne s'oxydent pas ⁽²⁾. Il suffit de filtrer le liquide de temps à autre, quand, par suite de l'électrolyse, il est chargé de poussière impalpable de charbon.

Divers liquides peuvent être utilisés : le pétrole, l'huile d'olives, l'huile de paraffine, etc.

(¹) Thèse n° 920; mai 1897, Paris et *Comptes rendus*, t. CXXIII, p. 1264; 1896.

(²) Quand on opère dans l'air la décharge perd son caractère oscillatoire au bout de quelques minutes; il devient indispensable de nettoyer soigneusement les surfaces avec un papier d'émeri fin, et de les essuyer ensuite avec un linge imbibé d'alcool pour enlever toute trace d'humidité.

Celui que j'ai employé, et qui m'a donné, du reste, d'excellents résultats, est l'huile de vaseline, indiquée par Righi.

A l'état de pureté, cette huile est complètement incolore. Quand elle a servi quelque temps, elle jaunit; sa densité diminue, en même temps que sa rigidité électrostatique qui est considérable.

Pas une seule fois, au cours de mes expériences, il ne s'est formé, entre les surfaces explosives, un pont de charbon conducteur, phénomène importun que j'ai eu l'occasion de constater avec le pétrole.

L'huile de vaseline paraît donc réaliser toutes les conditions désirables.

L'emploi d'un carbure d'hydrogène présente cependant un inconvénient qu'il faut signaler.

Chaque décharge à travers un tel diélectrique est accompagnée d'une électrolyse qui met en liberté une certaine quantité de charbon en poussière impalpable. Il se forme alors entre les deux boules de l'excitateur une sorte de nuage charbonneux qui est dissipé par les étincelles suivantes. Mais, comme chaque étincelle en produit autant, on voit que la régularité est compromise par l'agitation incessante et capricieuse de ces particules conductrices.

Aussi remarque-t-on, en général, deux formes de décharge. La première a lieu toutes les fois que, pour une cause quelconque, le carbone libre a été chassé de l'espace explosif; l'étincelle éclate alors avec un bruit sec caractéristique et sa lumière est blanc violacé. Quand, au contraire, les flocons charbonneux subsistent dans l'espace explosif, la décharge est moins brusque; elle consiste plutôt en une sorte de flux lumineux de couleur jaune verdâtre ⁽¹⁾.

En général, ces deux formes de décharge se succèdent

(1) Les boules de l'excitateur étaient en laiton.

l'une à l'autre et constituent une irrégularité à laquelle il faut se résigner; elle n'a d'ailleurs d'autre inconvénient que de rendre un peu moins fréquentes les décharges assez lumineuses pour impressionner la plaque.

Il me reste à parler de l'appareil employé pour la charge de l'excitateur.

Comme on le sait, le jeu de la bobine d'induction est sujet à certaines irrégularités qu'il faut essayer d'atténuer. On doit, tout d'abord, rejeter les interrupteurs à trembleur dont l'inconstance est remarquable et sur laquelle, en tous cas, on n'a guère d'action.

L'interrupteur à mercure avec balancier est susceptible de réglage et mérite la préférence.

Établissons d'abord l'importance de la régularité dans le jeu de la bobine.

C'est un fait d'expérience que, lorsque deux étincelles se suivent dans un excitateur quelconque, la seconde éclate pour une différence de potentiel moindre que la première; cela est dû à l'échauffement du diélectrique.

Si l'on a une série d'étincelles qui se suivent à intervalles égaux, il s'établit un équilibre de température et les étincelles finissent par éclater toutes pour la même différence de potentiel : le jeu de l'excitateur est régulier; mais il ne l'est qu'à la condition que les étincelles se suivent à intervalles égaux, c'est-à-dire que le jeu de la bobine soit lui-même régulier.

Or cette condition est très difficile à réaliser, surtout pour les fonctionnements intenses.

Pour les allures modérées, il est facile de régulariser le mécanisme de l'interrupteur en procédant de la manière suivante :

Au moyen d'un rhéostat on réduit le courant inducteur jusqu'à la valeur la plus faible qui soit capable d'animer le balancier. On écarte suffisamment les boules de l'excitateur pour qu'aucune étincelle ne puisse éclater. On

laisse l'interrupteur fonctionner pendant quelques minutes; la régularité est parfaite. On diminue alors un peu la résistance utile du rhéostat. Le jeu devient plus fort sans cesser d'être régulier. Au bout de quelques minutes on diminue encore la résistance pendant quelque temps et ainsi de suite. On établit ainsi une très grande régularité pour les fonctionnements qui ne dépassent pas une certaine intensité. Si l'on rapproche alors les boules de l'excitateur, celui-ci entre en activité avec une régularité très satisfaisante. Il est à remarquer que toute irrégularité dans le jeu de l'excitateur se répercute immédiatement sur celui de l'interrupteur. Quand les appareils sont bien réglés ces irrégularités ne sont qu'accidentelles et le fonctionnement redevient aussitôt normal.

III. — DESCRIPTION.

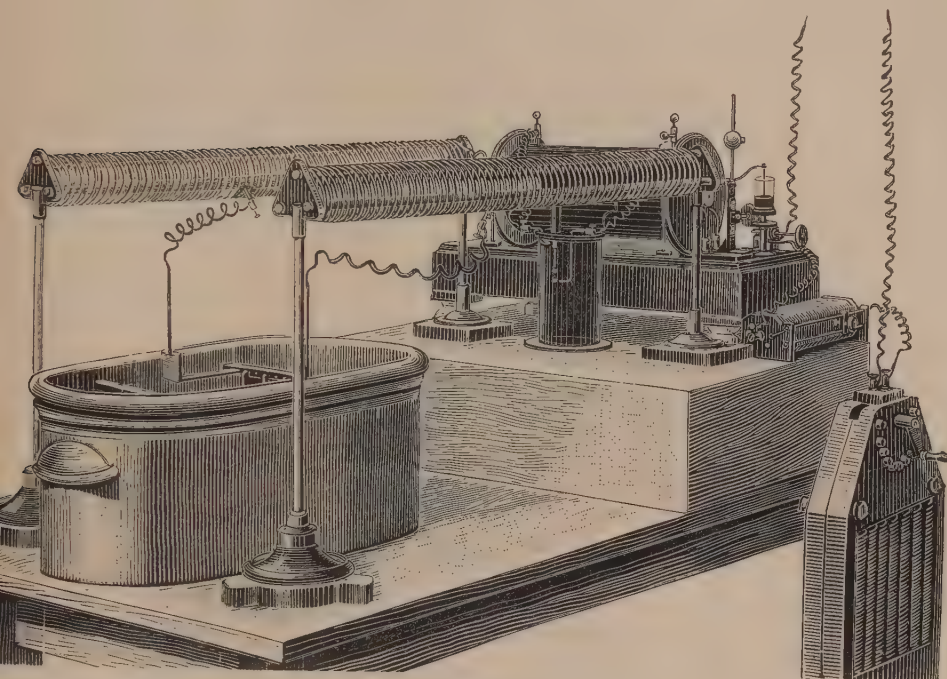
J'ai reconnu la nécessité de construire l'excitateur en trois parties distinctes et facilement séparables : le condensateur, le circuit de décharge et le micromètre à étincelles (voir *fig.* 3). Le condensateur se compose de douze plaques de laiton ayant pour dimensions 157^{mm} sur 289^{mm} et distantes de 2^{cm} . Les plaques impaires sont groupées électriquement par le moyen d'une barre de laiton carrée dans laquelle sont fixées six lames courtes qui terminent les plaques correspondantes (voir *fig.* 4) ⁽¹⁾. Une deuxième barre relie entre elles les plaques paires. Le tout est plongé dans un bain d'huile contenu dans une cuve de grès.

Le circuit de décharge se compose de deux solénoïdes dextrorsum, en fil de laiton argenté de 4^{mm} . Ils comportent chacun soixante-huit spires de 75^{mm} de diamètre, distantes de 13^{mm} environ.

(¹) Dans cette figure le condensateur a été sorti de la cuve pour qu'on puisse le voir.

Ces deux solénoïdes sont disposés parallèlement et supportés par des tiges de verre recouvertes d'une couche de gomme laque.

Fig.3.

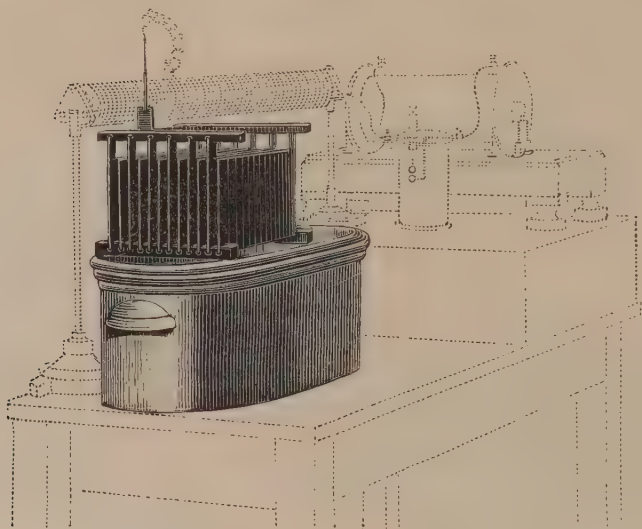


Leurs deux extrémités voisines du micromètre communiquent métalliquement avec les deux pôles de cet instrument. D'autre part, deux fils souples permettent de faire communiquer chacune des barres du condensateur avec un point quelconque de chaque solénoïde au moyen d'une borne-pince que l'on fixe en ce point. En déplaçant cette pince, on fait varier la longueur utile du solénoïde correspondant et, par suite, la self-induction du système.

Le micromètre à étincelles est fixé à une plaque d'ébonite servant de couvercle au vase qui contient l'huile de vaseline. Ce vase est en verre de Bohême. Les deux

sphères du micromètre sont en laiton. Elles ont 17^{mm} de diamètre. La sphère intérieure est fixe. L'autre est portée à l'extrémité d'une vis de laiton (d'un pas égal à $0^{\text{mm}},5$)

Fig. 4.



dont la tête est en ébonite. Le micromètre est disposé de telle sorte que l'étincelle éclate le plus près possible de la paroi du verre, afin de diminuer l'épaisseur de la couche liquide que la lumière doit traverser.

LE MIROIR TOURNANT.

I. — DESCRIPTION.

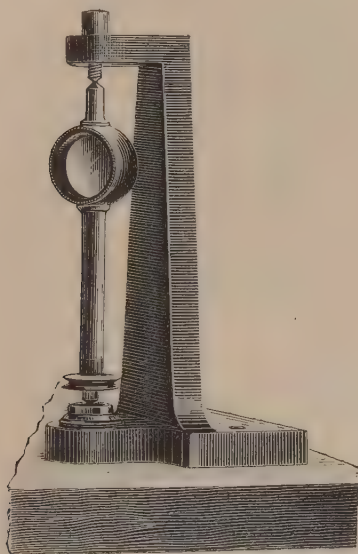
L'appareil tournant qui m'a servi a été très obligeamment mis à ma disposition par M. Benoist, professeur de Physique au lycée Henri IV. Je suis heureux de pouvoir lui en témoigner ici toute ma reconnaissance.

Cet appareil a été construit par Froment. Il est repré-

senté dans son ensemble avec le moteur qui l'actionne dans la *fig.* 6.

Le miroir et sa monture sont représentés à part (*fig.* 5). La forme extérieure de la monture est celle d'une surface sphérique ou, plus exactement, de la portion de surface sphérique comprise entre deux plans sécants parallèles situés de part et d'autre du centre de la sphère.

Fig. 5.



La résistance opposée par l'air à la rotation est ainsi notablement diminuée.

La monture et l'axe cylindrique qui la supporte sont d'une seule pièce d'acier.

Le miroir, dû à l'habileté bien connue de M. Werlein, est en verre épais de 3^{mm} environ. L'une de ses faces est concave et argentée; l'autre est plane et recouverte d'un vernis noir. Il est maintenu dans la monture par deux bagues formant écrou.

L'axe est supporté par une crapaudine qui sert en même temps de graisseur. A sa partie supérieure, il est terminé en pointe; celle-ci est reçue dans une cavité de forme conique pratiquée à la partie inférieure d'une vis verticale fixée dans le bâti en fonte.

Une petite poulie de laiton, chaussée sur l'axe, transmet à celui-ci la rotation très rapide qu'elle reçoit.

La multiplication de la vitesse est obtenue de la façon suivante.

Un premier axe de rotation (*fig. 6*) porte à la fois une poulie qui reçoit le mouvement du moteur et une roue d'engrenage portant 168 dents. Cette roue commande un pignon de 28 dents monté sur un deuxième axe qui porte en outre une poulie à gorge dont le mouvement est directement transmis par un cordon, avec une multiplication de 16 environ, à la petite poulie montée sur l'axe du miroir.

Une poulie supplémentaire sert à la fois de directrice et de tenseur pour le cordon; on peut la déplacer d'une certaine quantité en faisant coulisser son support entre deux glissières qui se voient sur la figure. Une vis de pression permet de la fixer dans la position voulue.

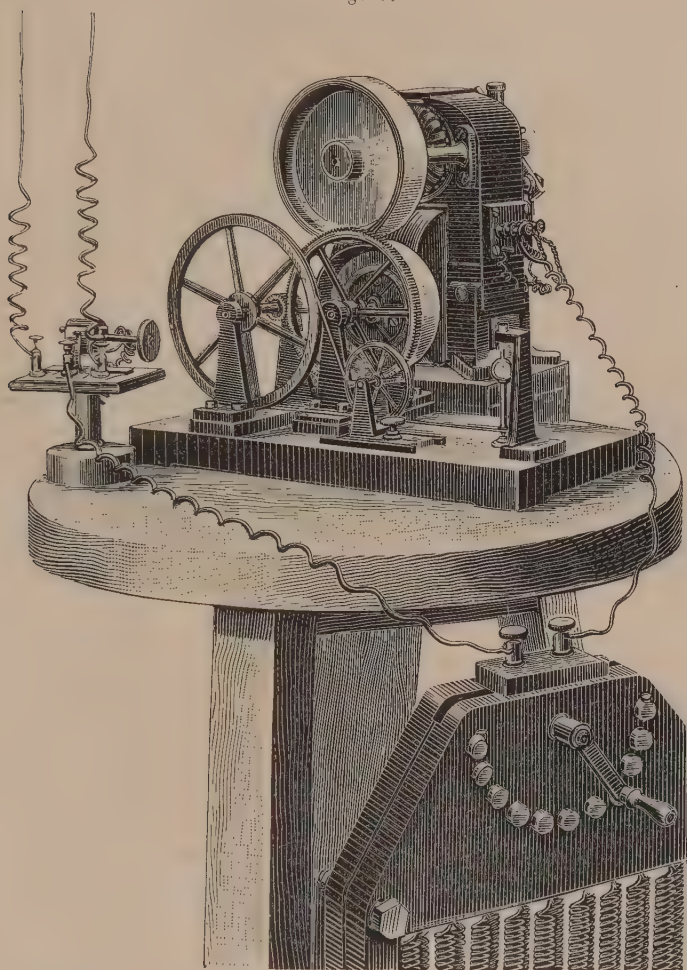
La multiplication totale du système est donc représentée à peu près par le facteur 100.

Après plusieurs essais infructueux relatifs au choix du cordon de transmission, qui doit être très résistant et ne présenter ni nœud, ni saillie, dont l'effet serait éminemment destructeur aux vitesses réalisées, j'ai adopté un cordonnet de soie blanche, à trois brins, qui se trouve dans le commerce et dont je réunissais les deux extrémités par une épissure très soigneusement faite.

Ce travail présente quelques difficultés. Le cordonnet a environ 0^{mm},5 d'épaisseur et il est nécessaire d'employer des aiguilles très fines pour passer les brins les uns dans les autres. Même avec une certaine habitude il faut près

de deux heures pour fabriquer un cordon sur lequel on puisse compter.

Fig. 6.



On doit avoir soin de le faire *un peu trop court*, puis de le soumettre à des tensions convenables qui puissent lui permettre de prendre la presque totalité de l'allongement

dont il est susceptible. Il doit alors réaliser la longueur minima qui permette de le monter sur les poulies de l'appareil. Les allongements ultérieurs occasionnés par le fonctionnement seront de peu d'importance et l'on pourra facilement y remédier, entre deux expériences, par le jeu de la poulie tenseur.

Pour communiquer à tout l'appareil le mouvement du moteur j'ai eu recours à la friction directe. Dans ce but, la poulie de fonte qui termine l'axe du moteur et la poulie qu'elle commande sont entourées chacune d'un anneau de caoutchouc de 5^{mm} d'épaisseur et de 4^{cm} de largeur (c'est la largeur des poulies). L'entraînement ayant lieu sur une grande surface est excellent. Le moteur électrique que j'ai utilisé a été très aimablement mis à ma disposition par MM. Gindre frères, de Lyon, auxquels j'adresse tous mes remerciements.

C'est un moteur Limb, à induit denté, d'une puissance nominale de 440 watts et construit de manière à permettre, par un couplage convenable, un mode quelconque d'excitation. Dans mes expériences, je l'excitais en dérivation.

II. — L'EXPÉRIENCE.

Dispositif expérimental.

Pour que le phénomène oscillatoire dont l'étincelle explosive est le siège puisse être analysé par la rotation du miroir, il faut que l'image de l'étincelle se déplace sur la plaque photographique d'une quantité au moins égale à sa propre largeur ϵ' pendant la durée d'une demi-oscillation.

La réalisation de cette condition dépend à la fois de la vitesse angulaire ω du miroir et du rapport $\frac{\epsilon'}{f}$, f désignant la distance du miroir à la plaque sensible. Pour de très

courtes oscillations il faudra prendre ω très grand et $\frac{\varepsilon'}{f}$ très petit.

On ne peut pas augmenter indéfiniment la vitesse du miroir. La plus grande valeur qu'elle puisse atteindre est déterminée par la résistance mécanique à la rupture des pièces tournantes. Pratiquement et par mesure de précaution on doit donner à ω une valeur ω_1 notablement inférieure à cette valeur critique.

Pour réduire $\frac{\varepsilon'}{f}$ j'ai employé le dispositif suivant :

L'étincelle explosive e est située dans le plan focal d'une lentille collimatrice L de foyer F (fig. 7). Les rayons

Fig. 7.



parallèles qui émanent de cette lentille tombent sur le miroir et viennent former leur image dans le plan focal de celui-ci, en e' .

Si nous désignons par ε la largeur du trait de feu qui constitue l'étincelle explosive, nous avons

$$(1) \quad \frac{\varepsilon'}{f} = \frac{\varepsilon}{F}.$$

On peut toujours prendre F assez grand pour que $\frac{\varepsilon'}{f}$ soit aussi petit que l'on veut, et cela, *sans affaiblir l'intensité de l'image e'* , car si, d'un côté, la quantité de rayons qui contribuent à la formation de cette image est proportionnelle à $\frac{1}{F^2}$, d'un autre côté sa surface varie propor-

tionnellement à ϵ'^2 , c'est-à-dire à $\frac{1}{F^2}$, puisque l'on a, à cause de (1) :

$$\epsilon'^2 = \epsilon^2 f^2 \frac{1}{F^2}.$$

L'éclairement de l'image par unité de surface est donc indépendant de F .

On vérifie aussi aisément la proposition suivante : *On peut, sans altérer le rapport $\frac{\epsilon'}{f}$, rendre l'intensité lumineuse de l'image aussi grande qu'on le désire en diminuant suffisamment la distance focale f du miroir.*

Ces considérations permettent de fixer les conditions de l'expérience : il faudra prendre une lentille collimatrice d'assez long foyer pour que la dissociation soit possible; en même temps on donnera au miroir une distance focale assez petite pour que l'image de l'étincelle soit capable d'impressionner une plaque sensible.

En pratique on ne s'astreint pas à placer l'étincelle au foyer de la lentille. On serait amené à employer des lentilles de plusieurs mètres de distance focale. On se contente, pour réduire le rapport $\frac{\epsilon'}{f}$, d'augmenter la distance de la lentille à l'étincelle; ces deux quantités varient, en effet, en sens contraire, suivant une loi qui se rapproche d'autant plus de celle de la proportionnalité inverse que la distance de la lentille au miroir est plus petite.

J'ai adopté finalement une longueur d'un peu plus de 5^m pour la distance de l'étincelle à la lentille et de 25^{cm} pour la distance focale du miroir.

Mesure de la vitesse du miroir.

Lorsqu'on met le miroir en mouvement il ne tarde pas à donner un son qui s'élève en même temps que la vitesse. C'est le phénomène bien connu du *son d'axe*. Le nombre

de vibrations par seconde est égal au nombre de tours du miroir pendant le même temps.

Je m'en suis assuré de deux manières.

La première consiste à opérer sur de faibles vitesses.

L'œil peut alors facilement compter les tours du moteur pendant un certain temps, mesuré au chronomètre, une minute, par exemple; il est alors facile d'obtenir le nombre de tours du miroir par seconde, la multiplication de vitesse de l'appareil tournant étant connue. On détermine, d'autre part, la hauteur du son par comparaison avec les notes d'un harmonium.

Il suffit, du reste, d'opérer approximativement puisque, les deux nombres cherchés devant être multiples l'un de l'autre, il ne s'agit que de déterminer ce multiple.

Il a été trouvé égal à l'unité.

On peut opérer autrement.

Si l'on souffle sur le miroir pendant qu'il tourne, chacun des bords circulaires de la monture produit à chaque tour une interruption dans le mouvement de l'air. Il y a, par suite, deux vibrations complètes par tour. Or le son correspondant est exactement à l'octave de celui donné spontanément par le miroir. Ce dernier correspond donc à une vibration par tour.

Les vitesses généralement utilisées pour les expériences étaient comprises entre 400 et 500 tours par seconde. Mais on pouvait aller beaucoup plus loin. Le son le plus élevé que l'on ait obtenu est le la_4 . Il correspond à 870 tours par seconde.

Conduite de l'expérience.

Toutes les conditions nécessaires étant réalisées, on lance le miroir à la vitesse voulue et l'on fait entrer l'excitateur en fonctionnement.

La pièce où l'on opère, protégée de la lumière exté-

rière par des rideaux noirs, est éclairée par une faible lumière rouge, la manœuvre des appareils n'étant pas possible dans l'obscurité complète.

La plaque sensible, supportée par un châssis spécial, est protégée contre le rayonnement direct de l'étincelle par un écran convenablement disposé.

Les seuls rayons qu'elle peut recevoir sont ceux qui ont traversé la lentille et se sont réfléchis sur le miroir.

L'observateur se place derrière le châssis et attend qu'une étincelle éclate dans une position du miroir qui permette aux rayons réfléchis de tomber sur la plaque; il voit alors une traînée lumineuse apparaître sur celle-ci : c'est l'image dilatée de l'étincelle.

Dans une vision aussi rapide il n'est pas possible de reconnaître la forme oscillatoire de la décharge. Celle-ci n'apparaîtra qu'au développement.

Lorsque le rapport $\frac{C}{L}$ de la capacité à la self-induction est très petit, la durée du phénomène est très courte; les étincelles sont à peine dilatées par la rotation du miroir.

A mesure que $\frac{C}{L}$ croît, la période $T = 2\pi\sqrt{LC}$ restant constante, on voit la traînée lumineuse s'allonger de plus en plus sur la plaque; le nombre d'oscillations contenu dans chaque étincelle augmente donc en même temps que $\frac{C}{L}$.

Je n'ai pas poursuivi très loin cette recherche car, pour donner à $\frac{C}{L}$ des valeurs de plus en plus grandes, tout en maintenant constante la période c'est-à-dire le produit LC , il faut employer des capacités de plus en plus considérables, ce qui n'est guère réalisable avec la forme de condensateur adoptée. Aussi loin que j'ai pu aller, l'étendue de l'étincelle dilatée croissait en même temps que $\frac{C}{L}$. La valeur de ce rapport, calculée à la page 27, et pour la-

quelle le nombre d'oscillations contenu dans chaque étincelle serait maximum dépasse donc les valeurs réalisées.

Développement.

En toute hypothèse, la durée totale de l'étincelle explosive n'est qu'une fraction très faible de seconde, de l'ordre du $\frac{1}{100\,000}$ au moins.

Il faut donc s'attendre à voir l'image se développer assez difficilement.

En fait, j'abandonnai bientôt le développement pyrogalique pour lui substituer le développement plus puissant au métol.

Je préparais les deux solutions suivantes :

<i>Solution A.</i>		<i>Solution B.</i>	
Eau	500 ^{cc}	Eau	500 ^{cc}
Métol.....	100 ^{gr}	Carbonate de potasse ..	100 ^{gr}
Sulfite de soude....	100 ^{gr}		

Je versais dans une cuvette 30^{cc} d'eau distillée, 30^{cc} de la solution A et 20^{cc} de la solution B.

Il faut pousser franchement le développement jusqu'au voile. On arrête au moment où celui-ci a acquis une certaine intensité que l'habitude fait reconnaître aisément.

On peut supprimer les 30^{cc} d'eau dans la formule précédente. Le bain obtenu est plus puissant encore.

Malgré cela, il arrive assez souvent que des plaques, sur lesquelles on est absolument sûr d'avoir vu tomber de belles étincelles, ne donnent rien ou presque rien au développement ; j'attribue ce résultat négatif à une sensibilité moindre de la couche de gélatinobromure. Il est probable, en effet, que toutes les plaques d'une même boîte ne sont pas d'une sensibilité bien égale. Les plus sensibles seules seraient impressionnées par la lumière de l'étincelle dont la durée est infinitésimale, tandis que les autres ne le seraient pas.

Ce qui confirme cette manière de voir, c'est que, d'un autre côté, un bain *entièrement neuf* est souvent absolument nécessaire pour révéler l'épreuve. Un bain neuf dans lequel on vient de développer une plaque est quelquefois impuissant à révéler l'image d'une autre que l'on y plonge de suite. En certains cas on a pu constater que les développements successifs faits dans le même bain donnent des épreuves qui vont en diminuant rapidement d'intensité.

Il paraît donc nécessaire, pour réussir, d'employer les plaques les plus sensibles d'une même série et de développer dans un bain *entièrement neuf*. Il est inutile de dire que les bains vieux de quelques heures seulement ne donnent aucun résultat. J'ai essayé de sursensibiliser les plaques que j'employais par immersion de cinq minutes dans le bain suivant :

Alcool.....	100 ^{cc}
Az O ³ Ag à 2,5 pour 100.....	5
Az H ³	10

On laisse ensuite sécher spontanément.

Il ne faut pas tarder à utiliser les plaques ainsi préparées. Au bout de quelques jours elles s'altèrent et donnent un voile au développement. Il est bon de s'en servir dans les vingt-quatre heures de la préparation.

III. — LES ÉPREUVES.

Leur caractère. — Essayons de pénétrer le mécanisme par lequel le phénomène lumineux se lie dans l'étincelle au phénomène électrique. Lorsque la décharge a lieu dans l'air l'explication est très simple.

On sait depuis longtemps que l'étincelle qui éclate entre deux conducteurs chargés à des potentiels de signes contraires ne présente pas le même aspect à ses deux extrémités.

Ce fait peut s'expliquer par la différence que présentent les particules arrachées aux électrodes lorsqu'on les étudie au microscope.

M. Wachter ⁽¹⁾ a montré, en effet, que les particules arrachées à l'électrode positive ont des dimensions parfaitement mesurables au microscope et peuvent devenir incandescentes, tandis que les particules négatives échappent à toute mesure *et ne deviennent jamais incandescentes*; elles paraissent entraînées par volatilisation.

Il y aurait donc, à l'extrémité positive, arrachement de particules solides incandescentes, et, à l'extrémité négative, dégagement de vapeurs métalliques obscures. Dans la décharge oscillante les électrodes changent de signe chaque fois que le courant se renverse. Chacune des extrémités de l'étincelle est donc alternativement brillante et pâle : d'où la possibilité de dissocier celle-ci par la rotation rapide d'un miroir. Il est à remarquer que les deux séries de points lumineux et obscurs qui correspondent à chacune des extrémités de l'étincelle doivent être alternées, c'est-à-dire qu'à un point lumineux de l'une doit correspondre, dans l'autre, un point obscur et *vice versa*.

Tous ces caractères sont bien ceux des épreuves obtenues et décrites par Feddersen ⁽²⁾.

Les choses semblent ne pas se passer ainsi dans le cas où la décharge a lieu à travers un diélectrique liquide.

Ce qui frappe tout de suite dans les épreuves qu'on obtient alors, c'est qu'il n'y a pas alternance d'un bord à l'autre, comme si, à chaque instant, l'étincelle possédait sur toute sa longueur le même éclat, variable d'ailleurs avec la phase de l'oscillation.

Il est probable que la volatilisation du métal à l'élec-

⁽¹⁾ *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 903; 1882.

⁽²⁾ FEDDERSEN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. LXIX, p. 178; 1863.

trode négative ne peut se réaliser dans le liquide diélectrique; l'étincelle serait alors entièrement constituée par des particules solides incandescentes dont l'éclat suivrait une loi périodique synchrone de celle de la décharge.

Leur mesure. — Il n'est pas nécessaire de regarder longtemps une de ces épreuves pour se convaincre que toutes les oscillations d'une même décharge sont sensiblement égales. On peut en effectuer la mesure à la machine à diviser.

De l'étendue d'une alternance lumineuse mesurée avec soin, on peut déduire la période de l'oscillation, la vitesse angulaire du miroir et sa distance à la plaque sensible étant connues.

L'ordre de grandeur de cette période est du millionième de seconde. La plus petite valeur que j'ai obtenue pour cette quantité est inférieure à $\frac{1}{5000000}$ de seconde.

Le nombre d'oscillations n contenues dans une seule étincelle dépend, comme nous l'avons vu, du rapport $\frac{C}{L}$.

Il varie entre deux ou trois et dix ou douze. Dans un certain cas on a pu en compter plus de quatorze.

Il est possible de déduire de ce nombre une limite supérieure du décrement de l'excitateur.

Nous avons trouvé, en effet (p. 27), que le maximum de n est égal à

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{4}.$$

Donc

$$n \leq \frac{1}{2} - \frac{1}{4}.$$

Dans le cas de $n = 3$ on trouve

$$\delta \leq 0,30,$$

et dans celui où $n = 14$

$$\delta < 0,07.$$

Ces conclusions seraient rigoureuses s'il n'y avait pas d'amortissement par rayonnement, les formules de la page 27 ayant été établies dans cette hypothèse.

Bien que l'on ait donné à l'excitateur une forme fermée et symétrique, il n'est pas sûr que cette condition soit suffisamment réalisée. On doit donc considérer les nombres que nous venons d'obtenir comme des limites supérieures de la seule partie du décrétement relative à la chaleur de Joule.

CONCLUSIONS.

L'application du miroir tournant à l'étude de l'excitateur électrique montre la présence dans cet appareil d'une oscillation unique, de période bien définie.

Il faut donc renoncer à l'explication de la résonance multiple proposée par MM. Sarasin et de la Rive et d'après laquelle l'excitateur émettrait un spectre continu de radiations : l'excitateur possède une période et un amortissement bien déterminés, ce qui est conforme à la théorie de Sir W. Thomson.

Il faut également renoncer à l'ingénieuse explication proposée par M. Swyngedauw ⁽¹⁾ et d'après laquelle il y aurait, dans chaque décharge, grâce à l'échauffement dû à l'étincelle, une série d'oscillations successives de périodes progressivement décroissantes, depuis la valeur $T_0 = \infty$ jusqu'à la valeur limite $T = 2\pi\sqrt{LC}$.

Les épreuves que j'ai obtenues ne confirment pas cette manière de voir, toutes les oscillations d'une même décharge étant sensiblement égales.

Ceci ne doit pas nous surprendre. A supposer, en effet, que l'échauffement dû à l'étincelle ait pour résultat de diminuer rapidement sa résistance, il ne faut pas oublier que Feddersen a montré expérimentalement l'indépen-

(1) *Comptes rendus*, t. CXXIV, p. 556; 1897.

dance de la période par rapport à la résistance du circuit, et cela dans des limites très étendues ⁽¹⁾.

La seule explication possible de la résonance multiple est donc celle de M. Poincaré.

Qu'il me soit permis, en terminant, d'adresser à M. Lippmann l'expression de ma vive reconnaissance pour l'hospitalité tout particulièrement bienveillante que j'ai reçue au Laboratoire des Recherches physiques et pour les éminents conseils qu'il a bien voulu me donner au cours de ces recherches.

Je tiens aussi à exprimer à M. Maneuvrier, Directeur-adjoint du même Laboratoire, mes sentiments de gratitude pour le sympathique intérêt qu'il n'a cessé de témoigner à l'égard de mon travail.

(1) FEDDERSEN, *loc. cit.*, p. 205.

Vu et approuvé :

Paris, le 3 juin 1898.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 3 juin 1898.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.

SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Aluminium.

Vu et approuvé :

Paris, le 3 juin 1898.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 3 juin 1898.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
25945 Quai des Grands-Augustins, 55.
